Der Polarisationsgrad der Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf bei Anregung mit der D_2-Linie

---

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde einer Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Georg August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Goverdhan Lal Datta

aus Lahore (Indien)

GÖTTINGEN 1926

Referent: Prof. Dr. J. Franck.

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1926.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Der Polarisationsgrad der Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf bei Anregung mit der D_2-Linie.

Von **Goverdhan Lal Datta** [1]).

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 7. Mai 1926.)

1. Die Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf wurde mit der D_2-Linie angeregt und der Polarisationsgrad gemessen. Er betrug 33 Proz. bei einem Druck von etwa 10^{-6} mm Quecksilber. 2. Die Differenz zwischen den beobachteten Resultaten und Heisenbergs Theorie wird auf die gegenseitige Störung von benachbarten Atomen zurückgeführt. Berechnet man mit dieser Annahme den Wirkungsradius, so findet man eine Größenordnung von 10^{-4} cm. 3. Der Einfluß des magnetischen Feldes parallel zur Richtung des elektrischen Vektors wird untersucht. Im Magnetfelde ergab sich der Polarisationsgrad zu 56 Proz. Dabei zeigt sich, daß der Wirkungsradius im Magnetfelde abnimmt. 4. Der Effekt von Kaliumdampf auf die Polarisation der Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf wurde untersucht. Er verursacht ungefähr die gleiche Depolarisation wie Natriumdampf. Argon bei $^1/_2$ mm Druck zeigt keinen merklichen Einfluß.

1. Einleitung. Daß die Resonanzfluoreszenz hochverdünnter Metalldämpfe bei Anregung mit polarisiertem Licht polarisiert ist, entdeckte zuerst Strutt [2]) im Jahre 1922 bei Quecksilber. Später zeigten Wood und Ellet [3]), daß die Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf ebenfalls polarisiert ist. Sie entdeckten ferner, daß ein schwaches Magnetfeld einen starken Einfluß auf den Polarisationsgrad ausübt und daß dieser Einfluß nicht nur von der Stärke des Magnetfeldes abhängt, sondern auch von der Richtung seiner Kraftlinien in bezug auf die Beobachtungsrichtung und auf die des elektrischen Vektors des eingestrahlten Lichtes. Diese Beobachtungen sind zuerst von Hanle [4]) als ein besonderer Fall eines Zeemaneffektes gedeutet worden, in dem die magnetische Aufspaltung klein ist gegenüber der Breite der Spektrallinien und die beobachtete Polarisation die resultierende Polarisation ist, welche aus der Superposition der Linear- und Zirkularkomponenten entsteht. Später wurde diese Anschauung quantitativ von Joos [5]), Pringsheim und Gaviola [6]), Breit [7]) und anderen entwickelt.

---

[1]) Göttinger Dissertation.
[2]) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. (A) **102**, 190, 1922.
[3]) Wood und Ellet, ebenda **103**, 396, 1923; Phys. Rev. **24**, 243, 1924.
[4]) W. Hanle, Naturwissensch. **11**, 690, 1923.
[5]) G. Joos, Phys. ZS. **25**, 130, 1924.
[6]) Pringsheim und Gaviola, ZS. f. Phys. **25**, 690, 1924.
[7]) G. Breit, Phil. Mag. **47**, 832, 1924.

Zur Deutung der Stärke des Polarisationsgrades, den man mit linear polarisiertem Licht erhält, versuchte man mit der Annahme auszukommen, daß die Richtungsquantelung auch noch beim Übergang zur Feldstärke 0 bestehen bleibt, daß jedoch die Richtung der ausgezeichneten Achse in den Atomen ungleichmäßig verteilt sei, je nach den zufällig vorhandenen äußeren Störungen. Nimmt man an, daß alle möglichen Richtungen gleich oft vorkommen, da das vorhandene Feld durch die Anwesenheit der Atome selbst entsteht und dieses unregelmäßig mit der Zeit wechselt, so berechnet sich für Quecksilber ein Polarisationsgrad von 27 Proz., für die Natrium-D_1-Linie 0 Proz. und für die Na-D_2-Linie 14 Proz. Demgegenüber ergeben die experimentellen Resultate für Quecksilber den Polarisationsgrad von annähernd 100 Proz., während für die beiden D-Linien noch keine Einzelbestimmungen vorliegen. Bohr[1]) klärte die Sachlage, indem er darauf hinwies, daß die Annahme einer Richtungsquantelung nur dann einen Sinn habe, wenn die durch das Magnetfeld neu hinzukommende Periode gegenüber der Lebensdauer des angeregten Zustandes klein ist. Wenn die Periode sehr lang ist, wie es bei kleinen Feldern der Fall ist, tritt die Richtungsquantelung nicht ein, d. h. wir haben es hier mit einem Übergang zu einem entarteten System zu tun. Daß dies wirklich der Fall ist, wurde experimentell festgelegt durch Hanle und Wood und Ellet, die eine Drehung der Polarisationsebene im schwachen Magnetfeld nachwiesen, was nur verständlich ist, wenn man unter diesen Bedingungen nicht mehr streng zu unterscheiden hat zwischen Atomen, die π- bzw. σ-Komponenten emittieren. Daher ist die obige Berechnung des Polarisationsgrades zu verwerfen. Die Schwierigkeit der Berechnung des Polarisationsgrades für ein entartetes System umging Heisenberg[2]), indem er die Berechnung für ein nicht entartetes System, also bei Bestehen eines äußeren Magnetfeldes unter solchen Bedingungen ausführte, unter denen in der klassischen Theorie das Anbringen des Magnetfeldes für die Polarisation keine Rolle spielt. Das ist der Fall, wenn wir ein Magnetfeld so anlegen, daß seine Richtung parallel zu den Schwingungen des klassischen Oszillators liegt, der uns ein strahlendes Atom symbolisiert. In diesem Falle ist der Polarisationsgrad derselbe mit und ohne Magnetfeld. Da Quecksilberatome, wie aus dem Aufspaltungsschema der Fig. 1 folgt, eine Triplettaufspaltung zeigen, also in dieser Hinsicht einem klassischen Oszillator entsprechen, so sollten

---

[1]) Bohr, Naturwissensch. **12**, 1115, 1924.
[2]) Heisenberg, ZS. f. Phys. **31**, 612—626, 1925.

bei Anregung mit Licht, dessen elektrischer Vektor parallel dem Magnetfeld liegt (Fig. 1), nur die π-Komponenten angeregt und auch als Fluoreszenzlicht allein reemittiert werden, d. h. man erwartet den Polarisationsgrad 100 Proz., was gut mit dem experimentellen Resultat übereinstimmt.

Wenn, wie Heisenberg annimmt, auch für den anomalen Zeemaneffekt der Polarisationsgrad dann nicht beeinflußt wird, wenn er beim klassischen Resonator nicht beeinflußt wird, so können wir nach dem obigen Prinzip auch für die D-Linienfluoreszenz den Polarisationsgrad im Felde 0 bei Anregung mit linear polarisiertem Licht berechnen. Wie es aus Fig. 2 ersichtlich ist, ergibt Anregung mit der linear polarisierten D_1-Linie $\parallel$ zu den Kraftlinien die Absorption der π-Komponenten und damit den Übergang in das b- und c-Niveau. Bei der Rückkehr zum aufgespaltenen Normalzustand werden aber von diesen Niveaus aus sowohl π- wie σ-Komponenten mit gleicher Intensität emittiert. Deshalb

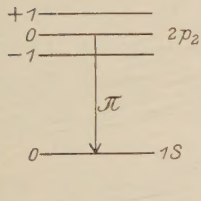

Fig. 1.

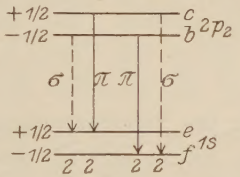

Fig. .

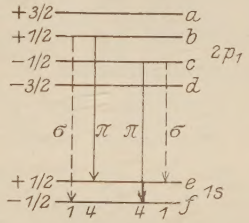

Fig. 3.

muß sich für das Feld 0 die Fluoreszenzausstrahlung als unpolarisiert erweisen. Dies stimmt insofern mit den experimentellen Resultaten von Pringsheim und Gaviola[1]) überein, als sie zum mindesten bei Anwendung eines äußeren Magnetfeldes zeigen konnten, daß D_1 unpolarisiert sei.

Bei der D_2-Linie gehen die Atome, wie aus Fig. 3 hervorgeht, durch Absorption der π-Komponenten im Magnetfeld in das b- und c-Niveau über. Von hier aus kehren sie auf vier Wegen zum aufgespaltenen Normalzustand zurück und strahlen dabei wiederum π- und σ-Komponenten aus. Da man die verschiedenen Intensitäten der Übergänge bei Vorhandensein des äußeren Feldes kennt, so läßt sich der Gesamtpolarisationsgrad für diesen Fall berechnen. Er ergibt sich zu $\frac{4-1}{4+1} = 60$ Proz.

[1]) Pringsheim und Gaviola, ZS. f. Phys. **25**, 367, 1924.

Also nehmen wir auch diesen Polarisationsgrad für das Feld 0, wo keine Aufspaltung vorliegt, an.

Unter Polarisationsgrad verstehen wir dabei das Verhältnis $\frac{x^2 - y^2}{x^2 + y^2}$, wobei x die Amplitude der Ausstrahlung in paralleler Richtung zum elektrischen Vektor der Einstrahlung und y in senkrechter Richtung dazu ist. Zum Vergleich mit der Erfahrung kann man bisher nur die Resultate heranziehen, die bei gleichzeitiger Anregung mit dem Lichte beider D-Linien gewonnen sind. Ellet[1]) findet in seiner letzten Arbeit unter diesen Bedingungen einen Polarisationsgrad von 16 Proz. Nehmen wir an, daß im Fluoreszenzlichte wie im anregenden Lichte D_2 zweimal so hell ist wie D_1, so würde sich für D_2 allein ein Polarisationsgrad von nur 24 Proz. errechnen. Selbst wenn diese Abschätzung ungenau ist, so kann der Fehler nicht so groß sein, daß man dieses Resultat mit dem erwarteten Werte von 60 Proz. in Übereinstimmung bringen könnte. Somit finden wir, daß nach dem bisher vorliegenden Versuchsmaterial die Theorie von Heisenberg die experimentellen Resultate bei Quecksilberdampf gut wiedergibt, daß aber andererseits die Resultate der Natriumfluoreszenz ihr widersprechen. Die Heisenbergsche Theorie ist neuerdings durch eine Arbeit von Vleck[2]) etwas ergänzt worden. Im allgemeinen ergaben sich hier dieselben Resultate wie bei Heisenberg. Für die Berechnung des Polarisationsgrades P verwendet er bei einer Beobachtungsrichtung, die normal zu der des Magnetfeldes steht, folgende Formel:

$$P = \frac{9\cos^2\Theta - 3}{7 + 4q + 3\cos^2\Theta},$$

wobei Θ der Winkel zwischen dem elektrischen Vektor der Einstrahlung und der Richtung des Magnetfeldes, q das Verhältnis der Intensitäten von D_1 und D_2 ist. Wenn D_1 in der Einstrahlung ganz fehlt, wird $q = 0$ und ferner, wenn H parallel zum elektrischen Vektor ist, so ist Θ auch Null, d. h. $\cos\Theta = 1$. Wenn wir diese Werte einsetzen, bekommen wir $P = \frac{9 - 3}{7 + 3} = 60$ Proz. Weiter, wenn D_1 vorhanden ist und wir annehmen, daß D_2 zweimal so stark ist wie D_1, erhalten wir $P = \frac{9 - 3}{7 + 2 + 3} = 50$ Proz., d. h. wenn das Magnetfeld parallel ist zum elektrischen Vektor der Einstrahlung, die beide Linien D_1 und D_2

[1]) Ellet, Journ. Opt. Soc. **10**, 590, 1925.
[2]) Vleck, Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 612, 1925.

enthält, so muß der Polarisationsgrad 50 Proz. sein. Das sind dieselben Zahlen wie bei Heisenberg.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um näheren Aufschluß über die erwähnte Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment zu erhalten. Es wurde anfangs angenommen, daß vielleicht das schwache äußere Magnetfeld oder eine Verunreinigung durch H_2- oder Hg-Dampf die Ursache der mangelnden Übereinstimmung seien. Um die Verunreinigungen zu verhindern, wurde daher Na zuerst mit zwei Hg-Fallen im Hochvakuum unter besonderen Vorsichtsmaßregeln destilliert. Da nach Versuchen von Hughes und Poindexter[1]) Natrium den Quecksilberdampf stark bindet, war die erste Hg-Falle ein U-Rohr, auf dessen inneren Wänden Na niedergeschlagen war, die zweite eine gewöhnliche, mit fester Kohlensäure gekühlte Gasfalle. Um ganz sicher zu sein, daß kein H_2 im Na zurückblieb, wurde das Metall durch Verdampfung in das Ansatzrohr des Resonanzgefäßes unter ständigem Pumpen eingeführt, wobei das Metall sich an der Wand des Rohres niederschlagen mußte. Durch diese Methode wurde verhindert, daß nicht genügend entgastes Metall in das Rohr eintrat. Um noch sicherer zu gehen, wurde das Natrium durch Elektrolyse[2]) in einem zweiten Resonanzgefäß eingeführt und mit diesem Rohr ein Kontrollversuch durchgeführt.

Um das Magnetfeld der Erde zu kompensieren, wurde eine Spule von 1 m Durchmesser, die mit vielen Windungen Kupferdraht umwickelt war, benutzt. Die benutzten Halter, Stative und optischen Schienen waren alle aus Messing gefertigt. Die geplante Anwendung zweier konzentrischer Hohlkugeln von Eisen, in die das Resonanzgefäß gebracht werden sollte, um noch geringe Spuren des äußeren Magnetfeldes abzuschirmen, erwies sich als unnötig, da durch das Resultat der Untersuchung es sich ergab, daß keine Störung durch äußere Felder für die Nichtübereinstimmung verantwortlich war.

Bevor wir auf die Einzelheiten der Untersuchung eingehen, wollen wir einige Worte über die benutzte Lichtquelle und die Anordnung der Apparate sagen.

a) Die Lichtquelle war eine Ladenburgsche Lampe aus Quarz. Sie bestand aus zwei breiten Zylindern, jeder etwa $2^1/_2$ cm im Durchmesser und 3 cm lang, die verbunden waren durch eine Kapillare von

---

[1]) Siehe Nature **115**, 979, 1925.

[2]) Über die experimentellen Einzelheiten dieser Methode siehe Burt, Journ. Opt. Soc. **11**, 87, 1925.

2 cm Länge und etwa 2 mm Durchmesser. Der untere Zylinder war verbunden mit einem Seitenrohr, in dem sich Natrium befand. An diesem Seitenrohr war eine Verengung angebracht, um das Natrium zu hindern, in festem Zustand in den Zylinder einzutreten. Das Seitenrohr wurde während des Betriebes der Lampe mit einem elektrischen Ofen erhitzt, um Na-Dampf zum Lampenrohr zuzuführen. Außerdem befand sich im Lampenrohr Argon von einem Druck von 10 bis 15 mm. Als Stromquelle diente Wechselstrom, der durch einen Transformator auf eine Spannung von 4000 Volt transformiert wurde. Zwei Glasrohre mit Aluminiumelektroden waren mit Siegellack an beide Enden angekittet. Die Kittstellen waren mit Quecksilber umgeben, um sie kühl und dicht zu halten.

b) Die Anordnung des Apparates ist aus Fig. 4 ersichtlich. Das Licht von der Quelle S wurde, nachdem es durch eine verstellbare Blende hindurchgegangen war, durch den Kondensator L_1 parallel gemacht und durch den Nicol N_1, dessen kürzere Diagonale horizontal war, polarisiert. Dieses polarisierte Licht fiel auf einen Wood schen Quarzkristall Q, der senkrecht zur optischen Achse geschnitten war. Der Kristall war so eingestellt, daß seine Fläche, die N_1 gegenüberlag, mit der Horizontalen einen Winkel von 45° bildete. Beim Durchgehen durch den Kristall wurde das Na-Licht zerlegt in zwei Komponenten D_1 und D_2 [1]), die im rechten Winkel zueinander linear polarisiert waren, eine in der horizontalen, die andere in der vertikalen Ebene. Vermittelst des Nicols N_2, dessen kürzere Diagonale vertikal war, konnte die Komponente, die in der Horizontalebene schwang, ausgeschaltet werden. Dies gibt, wie Wood gezeigt hat, ein Mittel, entweder die D_2-Linie oder die D_1-Linie zu erhalten, ohne viel von der Intensität zu verlieren, wie dies bei der gewöhnlichen Spektralzerlegung der Fall ist. Der Kristall brauchte nur um wenige Grade gedreht zu werden, um D_2 statt D_1 und D_1 statt D_2 zu ergeben. Das durchfallende Licht wurde durch den Kondensator L_2

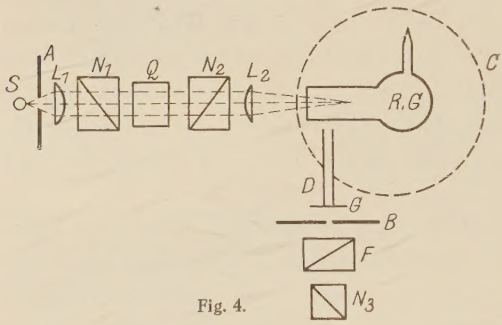

Fig. 4.

[1]) Über Einzelheiten siehe die Arbeit von Wood, Phil. Mag. **27**, 524, 1914.

auf das Resonanzgefäß RG konzentriert. Das Fluoreszenzlicht wurde durch das Messingrohr D beobachtet, das dazu diente, die Störung durch Streulicht zu vermeiden. Bei einer Polarisation von weniger als 20 Proz. wurde eine Savartsche Platte mit Glasplattensatz zum Kompensieren der Polarisation, d. h. zur Messung des Polarisationsgrades benutzt. Bei einer Polarisation von mehr als 20 Proz. wurde das Doppelsichtprisma F mit einem Spalt B davor verwendet. Der Polarisationsgrad wurde abgelesen vermittelst des Nicols N_3. Das Resonanzgefäß wurde erhitzt durch einen elektrischen Ofen C. Vor jeder Beobachtung wurde der Strom ausgeschaltet, um das durch den Strom im Ofen hervorgerufene magnetische Feld zu vermeiden.

2. Anregung mit der D_2-Linie. Wenn die beiden Linien D_1 und D_2 zusammen gebraucht wurden und der elektrische Vektor des einfallenden Lichtes sich in der Vertikalebene $\parallel$ zu OZ (Fig. 5) befand, betrug der Polarisationsgrad, bei Beobachtung in der Richtung parallel zu OY 16 Proz. bei 130° C, das ist genau derselbe Prozentsatz, den Ellet beobachtet hatte[1]). Wenn nur die D_2-Linie benutzt wurde, um die Fluoreszenz anzuregen, betrug der Polarisationsgrad 24 Proz. bei einer Temperatur von 150° C. Bei Verminderung der Temperatur nahm der Polarisationsgrad ständig zu, wie die folgende Tabelle und die Kurve der Fig. 6 zeigt, in der die Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Dampfdruck des Natriums aufgetragen ist.

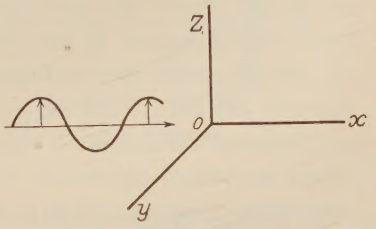

Fig. 5.

Temperatur °C	Polarisation Proz.	Druck[2]) mm von Hg
150	24	$4{,}8 \cdot 10^{-6}$
140	26	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$
135	27,5	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$
125	31	$8 \cdot 10^{-7}$
115	33	$3 \cdot 10^{-7}$

Man sieht, daß alle Meßpunkte auf einer glatten Kurve liegen Auf der Seite des höheren Druckes (und darum der höheren Temperatur) scheint sie sich asymptotisch einem Grenzwert zu nähern, auf der Seite

[1]) Ellet, Journ. Opt. Soc. **10**, 590, 1925.

[2]) Drucke berechnet nach Ladenburg und Minkowski, ZS. f. Phys. **6**, 158, 1921.

des niederen Druckes steigt sie schnell an. Es ist schwierig, mit Gewißheit zu sagen, ob auf der Seite des niedrigen Druckes die Kurve (Fig. 6) bei 60 Proz. oder an irgend einem anderen Punkte die Achse treffen würde, da experimentelle Schwierigkeiten genauere Beobachtungen bei sehr niedrigem Druck verhindern. Die Fluoreszenz wird hier zu schwach, besonders, da wegen der beiden Nicols, der Linsen usw. das einfallende Licht nicht sehr intensiv ist, wenn man mit dem Licht der D_2-Linie allein arbeitet. Das Überraschende bei dem Verlauf der Kurve ist der durch sie angezeigte depolarisierende Einfluß selbst äußerst niedriger Gasdrucke des Natriums. Außer Natriumdampf können noch

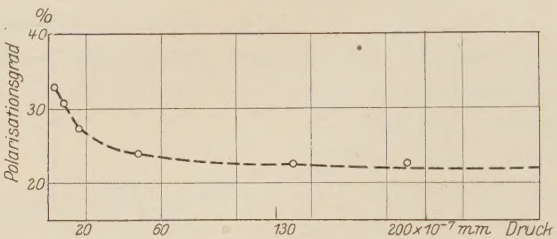

Fig. 6.

an sich geringe Mengen fremder Gase vorhanden sein, deren Druck sehr wohl größer sein mag, als der des Natriumdampfes. Diese Gase können aber nicht für die Depolarisation eine wesentliche Rolle spielen, da ihr Druck von der relativ geringen Temperaturänderung im Bereich der Kurve nicht so stark und so systematisch abhängen kann. Ferner ist ein solcher Restgasdruck natürlich von Rohr zu Rohr verschieden, während die Kurven in den verschiedenen Resonanzgefäßen bei verschiedener Herstellungsart immer die gleichen waren. Auch zeigen weiter unten zu besprechende Versuche, daß nur der Druck des Natriumdampfes selbst in diesem Falle zu berücksichtigen ist. Dann aber folgt aus dem schnellen Ansteigen des Polarisationsgrades auf der Seite des niederen Druckes, daß noch bei etwa 10^{-7} mm die Wirkung der benachbarten Atome aufeinander — was die Orientierung der Atomachse in bezug auf die Richtung des elektrischen Vektors des einfallenden Strahles betrifft — sehr deutlich in Erscheinung tritt. Man kann in der Art, wie das für die auslöschende Wirkung von Zusammenstößen auf die Fluoreszenz vielfach geschehen ist, aus dem Druck, bei dem die Polarisation auf die Hälfte gesunken ist, den Wirkungsbereich der Atome, über den hin eine depolarisierende Wirkung erfolgte, ausrechnen. Dabei wollen wir als Maximalwert der Polarisation den theoretischen Wert von 60 Proz.

zugrunde legen. Der Druck, bei dem der Polarisationsgrad 30 Proz. beträgt, ist 10^{-6} mm Hg. Die Zahl der Atome im Kubikzentimeter ist dann $N = 2{,}6 \cdot 10^{10}$. Wenn durch Störungen benachbarter Atome die Polarisation auf die Hälfte gesunken ist, so muß die mittlere Zeit zwischen zwei depolarisierenden Einwirkungen (kurz Stöße genannt) von derselben Größenordnung sein, wie die Lebensdauer des angeregten Atoms. Die Lebensdauer des Anregungszustandes beträgt $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ sec. Setzen wir diesen Wert für τ' in die gaskinetische Gleichung

$$\tau' = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi N \sigma^2 c}$$

ein, worin N die Zahl der Atome in einem Kubikzentimeter, σ der Wirkungsdurchmesser und c die mittlere Geschwindigkeit bedeuten, so erhalten wir den Wert σ von der Größenordnung 10^{-4} cm. Das ist ein erstaunlich hoher Wert, denn er bedeutet, daß ein angeregtes Na-Atom, wenn es sich in einer Entfernung von 10^{-4} cm von einem anderen Na-Atom befindet, einen Stoß in unserem Sinne des Wortes erfährt, oder mit anderen Worten, daß der hier in Frage kommende Wirkungsradius 10 000 mal größer ist als derjenige, den die kinetische Gastheorie angibt. Auf die theoretische Diskussion dieses Resultates gehen wir weiter unten ein, nachdem weitere experimentelle Beobachtungen und Folgerungen, die unser Problem betreffen, besprochen sind.

Vor allem erklärt die unerwartet große Empfindlichkeit der Polarisation gegen die Wirkungen der Atome aufeinander, daß es nicht möglich gewesen ist, experimentell den theoretischen Wert 60 Proz. der Polarisation von Natriumdampf zu erhalten. Dieser Wert ließe sich nur erreichen, wenn der Druck extrem niedrig gewählt wird, was sich nach den obigen Ausführungen nicht durchführen ließ. Man kann aber auch mit diesen Drucken die Aussage der Theorie prüfen, wenn man durch Anbringung äußerer Felder die Einstellung der ausgezeichneten Achse der Atome gegen Störungen unempfindlicher macht. Verwenden wir ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien mit dem Vektor des anregenden Lichtes zusammenfallen, so kann man aus der Feldstärke und der Termaufspaltung berechnen, welcher Energieaustausch in jedem Falle zwischen den störenden und dem gestörten Atom stattfinden muß, um Depolarisation zu erhalten, denn diese kann nur auftreten, wenn ein Quantenübergang in die benachbarten Terme erfolgt. Je größer das Magnetfeld und die Termaufspaltung ist, um so größer muß der Betrag an Energie sein, der aufgewandt werden muß, um eine Störung zu verursachen. Man

wird daher erwarten, daß, je höher die Feldstärke ist, desto höher der Druck sein kann, der noch praktisch keine Störung gibt.

3. Anregung mit der D_2-Linie im Magnetfeld parallel zum elektrischen Vektor der Einstrahlung. Um diesen Punkt zu prüfen, wurden Magnetfelder von verschiedenen Stärken, 80, 150 und 250 Gauß, benutzt. Wie vorher, wurden Kurven aufgenommen, die den Polarisationsgrad bei verschiedenem Druck zeigen. Bei 150 Gauß betrug der Grad der beobachteten Polarisation 56 Proz. bei einer Temperatur von 135° C (entsprechend einem Druck von $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ mm Hg, siehe Fig. 7). Dies beweist die Richtigkeit der vorangestellten Behauptung. Mit einem Feld von 250 Gauß bei einer Temperatur von sogar 150° C (d. h. entsprechend dem Druck von $4{,}8 \cdot 10^{-6}$ mm Hg) betrug die beobachtete Polarisation ebenfalls 56 Proz. Daß wir nicht genau 60 Proz.

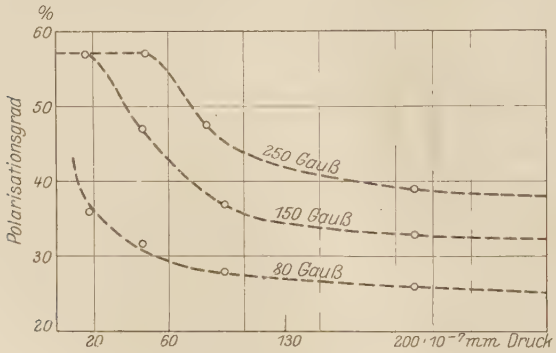

Fig. 7.

der Polarisation erhalten, liegt an den experimentellen Fehlern; erstens ist die Ablesung nicht genau genug, da ein Unterschied von 1° bei der Einstellung des Nicols einen Unterschied von 4 Proz. bei der Polarisation ausmacht, und zweitens ist die vollständige Beseitigung von Störungen sehr schwierig (Streulicht, geringe Spuren von D_1-Licht im anregenden Bündel). Wenn wir diese Punkte in Betracht ziehen, sehen wir, daß die Polarisation innerhalb der Beobachtungsfehler 60 Proz. beträgt.

Überdies zeigen die Kurven, daß mit der Zunahme der Stärke des Magnetfeldes die Depolarisation bei ein und demselben Druck mehr und mehr abnimmt, wie es nach obigem zu erwarten ist. Ferner neigen alle Kurven dazu, sich einem asymptotischen Werte von 14 Proz. zu nähern. Daß diese Kurven zu einem Grenzwert führen, beweist, daß ein gewisses Gleichgewicht in der Verteilung der Atome in den verschiedenen Niveaus

unter dem Einfluß des einfallenden polarisierten Lichtes und den gegenseitigen Störungen eintritt. Ohne diesen Einfluß müßte die Polarisation sich dem Grenzwert Null nähern. Es ist bemerkenswert, daß der experimentell gefundene Wert von derselben Größenordnung ist, wie der, den wir im Falle eines vollständig anisotropen Oszillators nach der klassischen Theorie erwarten müssen.

Wir können nun wie oben aus den erhaltenen Kurven den Wirkungsradius (σ) für die verschiedenen Magnetfelder ausrechnen. Eine Eintragung dieser Werte in ein Koordinatensystem mit dem Wirkungsdurchmesser als Abszisse und dem Magnetfeld als Ordinate ergibt eine Kurve, die in Fig. 8 dargestellt ist. Sie zeigt, daß in sehr starken Feldern der Wirkungsradius bis zu der Größenordnung sinken kann, der sich aus der kinetischen Gastheorie ergibt, daß aber, nachdem der Wirkungsradius die Ordnung 10^{-6} cm erreicht, was bei einem Feld von 250 Gauß der Fall ist, eine weitere Verstärkung des Magnetfeldes nur eine sehr langsame Abnahme des Wirkungsradius hervorruft.

Fig. 8.

Einen ähnlichen Verlauf wie die Kurve der Fig. 8 erhalten wir, wenn wir uns eine Kurve auftragen, in der der Wirkungsquerschnitt als Funktion der bei der Störung übertragenen Energie wiedergegeben wird. Letztere läßt sich für jede Feldstärke aus dem bekannten Aufspaltungsbilde berechnen, wenn wir daran festhalten, daß Depolarisation hier immer mit einem Quantenübergang in den benachbarten magnetischen Termzustand verbunden ist. Man muß sich aber dabei auf solche Feldstärken beschränken, bei denen die Aufspaltung kleiner ist als die Spektralbreite der anregenden D_2-Linie, da nur in diesem Falle die Terme b und c angeregt werden. Bei 150° C ist die Breite der D_2-Linie von der Ordnung $3 \cdot 10^{-2}$ Å.-E., wohingegen die mittlere magnetische Aufspaltung zweier äußerer Komponenten der D_2-Linie ($^4/_3$ der Normalaufspaltung) in einem Magnetfeld von 100 Gauß gegeben ist durch $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ Å.-E. Für Feldstärken bis zu 250 Gauß ist also die Vorbedingung erfüllt.

Die so erhaltene Kurve zeigt, daß der Wirkungsradius mit der zu übertragenden Energie anfangs schnell, später langsam abnimmt.

Diesen letzteren Versuchen sehr ähnliche Beobachtungen hat kürzlich Schütz[1]) für die Polarisation der Quecksilberresonanzstrahlung ausgeführt. Da er bei sehr viel größeren Feldstärken arbeitete und ferner, wie weiter unten ausgeführt wird, Quecksilberatome unempfindlicher gegen Störungen sein müssen als Natriumdämpf, so erhielt er als Wirkungsradius für depolarisierende Stöße einen Wert von $\sigma = 10^{-7}$ cm, der nur etwa zehnmal größer ist als der gaskinetische. Die von ihm beobachtete, anscheinend schwache Abhängigkeit seines Wirkungsquerschnittes von der Feldstärke legt die Annahme nahe, daß die Kurvenform im Quecksilberdampf ähnlich sein wird, wie im Natriumdampf. Zu bedenken ist aber auch (siehe J. Franck, Naturwissenschaften, März 1926), daß die Resonanzlinie 2536,7 des Quecksilbers nach Wood[2]) aus fünf Linien besteht, deren mittlerer Abstand von der Größenordnung der von Schütz verwandten magnetischen Aufspaltung war. Da hierdurch Komplikationen entstehen können, ist unser Schluß auf die Kurvenform aus den Schützschen Resultaten noch nicht eindeutig.

4. Wirkung von Kalium und Argon auf die Polarisation. Weitere Versuche wurden angestellt, um den Einfluß von Kaliumdampf und von Argon auf die Polarisation festzustellen. Diese beiden Gase wurden gewählt, um die Wirkungen einer dem Natrium ähnlichen vermutlich stark wirkenden Atomsorte und einer, die als Edelgas schwache Wirkungen erwarten ließ, zu vergleichen. Kalium wurde daher unter ähnlichen Vorsichtsmaßregeln, wie sie beim Natrium verwandt wurden, zum Natrium hinzudestilliert und mit ihm gemeinschaftlich im Resonanzgefäß erhitzt. Bei 160° hat Kalium einen Dampfdruck von $9 \cdot 10^{-4}$ mm, das Natrium hat 10^{-5} mm. In diesem Gemisch ergab sich ohne Magnetfeld eine Polarisation von 18 Proz. für die D_2-Linie, während Natriumdampf allein bei dieser Temperatur 23 Proz. zeigt. Bei 250 Gauß ergab das Dampfgemisch 21 Proz., Natriumdampf allein 47 Proz. Man sieht daher, daß Kaliumatome ähnlich stark auf die Polarisation der D_2-Linie einwirken, wie Natriumatome.

Ein genauer Vergleich ließ sich aber nicht durchführen, da es schwierig war, den Druck des Kaliums und des Natriums auf annähernd gleiche Größe zu bringen.

Zusätze von Argon bis zu einem $^1/_2$ mm hatten dagegen keinen meßbaren Einfluß, wie das auch zu erwarten war. Hohe Argondrucke,

[1]) Schütz, ZS. f. Phys. **35**, 260, 1925.
[2]) Wood, Phil. Mag. **50**, 761, 1925.

wie sie z. B. Wood zur Zerstörung der Polarisation der Quecksilberresonanz benutzt hat, wurden hier nicht untersucht, da diese das Auftreten von D_1 durch Stöße zweiter Art im Resonanzgefäß hervorrufen würden. Dann aber ist es mit der gewählten Versuchsanordnung nicht mehr möglich, die Depolarisation des D_2-Lichtes allein zu verfolgen.

5. Vergleich mit der Theorie. Eine Zahl von Erfahrungen über die Ausbeute [1]) an Stößen zweiter Art ließ sich am besten durch die Annahme wiedergeben, daß die größte Ausbeute dann eintrifft, wenn der Betrag, der in Translationsenergie der beiden Stoßpartner verwandelt oder aus ihr entnommen werden muß, möglichst klein wird.

In diesem Falle stimmt die Anregungsenergie, die sich in einem der Stoßpartner befindet, fast ganz mit derjenigen überein, die der andere Stoßpartner als innere Energie aufzunehmen vermag. Cario und Franck haben zur Deutung dieser Tatsache die Analogie zur mechanischen Resonanz herbeigezogen. Noch deutlicher hat sich bei der Verbreiterung von Spektrallinien mit wachsendem Gasdruck gezeigt, daß die Störungen (Stoßdämpfung) dann am größten sind, wenn die störenden Atome eine Eigenfrequenz besitzen, die mit derjenigen der gestörten Atome übereinstimmt. Frl. Mensing [2]) hat diese durch Kommensurabilität der Frequenzen bedingten Effekte in einer Theorie behandelt. Ferner ist dieser Effekt von J. Holzmark [3]) theoretisch behandelt und mit Experimenten von Trumpy verglichen. In einer ausführlichen theoretischen Arbeit hat dann Nordheim [4]) anschließend an Untersuchungen von Born und Jordan die Stoßwirkungen zweier verschiedener Atome behandelt, wobei sich gleichfalls zeigte, daß in dem Grenzfall, daß die beiden zusammenstoßenden Atome einander gleich sind, der Wirkungsquerschnitt für einen Quantenübergang abnorm große, über den gaskinetischen Querschnitt weit hinausreichende Werte annehmen kann. Die quantitativ bisher nicht angegebene Größe des Wirkungsquerschnitts hängt dabei ferner von der spontanen Übergangswahrscheinlichkeit, mit der sie anwächst, zusammen. Ferner hat Schütz vor der Nordheimschen Arbeit seine oben erwähnten Resultate über depolarisierende Stöße von Quecksilberatomen im Magnetfeld durch Kommensurabilitätseffekte erklärt. Wenden wir diese Gesichtspunkte auf die Depolarisation der

[1]) Siehe auch die der Diskussion der Resultate dieser Arbeit gewidmete Veröffentlichung von J. Franck, Naturwissensch. **14**, 211, 1926.

[2]) L. Mensing, ZS. f. Phys. **34**, 611, 1925.

[3]) J. Holzmark, ebenda **34**, 722, 1925.

[4]) L. Nordheim, ebenda **36**, 496, 1926.

D_2-Fluoreszenz durch Natriumatome im Felde 0 an, wo die Frequenzen der störenden Atome und der gestörten vollkommen übereinstimmen und ferner eine wesentlich größere Übergangswahrscheinlichkeit vorliegt, als bei der Quecksilberresonanz, so darf es nicht wundernehmen, daß man einen sehr großen Wirkungsquerschnitt erhält. Allerdings ist die beinahe mikroskopische Größe von 10^{-4} cm erstaunlich. In Übereinstimmung mit der Theorie ist die Beobachtung, daß mit wachsender magnetischer Aufspaltung der Wirkungsquerschnitt abnimmt, da der Betrag, der in Translationsbewegung übergeht und aus ihr entnommen wird, proportional mit der Aufspaltung wächst.

Auch der große Einfluß des Kaliums läßt sich verstehen. Die Kaliumatome haben zwar keine Frequenzen, die mit denen der Natriumatome übereinstimmen, folglich fallen hier die Einwirkungen fort, bei denen die Energie vom ursprünglich angeregten Atom auf das störende herüberwandert, aber es bleibt die Auslösung von Quantenübergängen von den π- zu den σ-Zuständen am angeregten Natriumatom selbst in offenbar gleicher Größenordnung bestehen, wenn die Störung durch ein dem Natrium ähnlich gebautes Alkaliatom erfolgt. Durch Argonatome dagegen, deren Elektronensystem abgeschlossen ist und die überdies kein magnetisches Moment im Normalzustand besitzen, wird man in Übereinstimmung mit der Erfahrung eine viel geringere Einwirkung erwarten. Da Quecksilberatome auch im Normalzustand kein magnetisches Moment besitzen, so mag der relativ geringe Einfluß in der Schützschen Untersuchung auch mit dieser Tatsache zusammenhängen.

Ich nehme hier die Gelegenheit, Herrn Prof. J. Franck meinen wärmsten Dank auszusprechen für seine Anleitung und sein Interesse an dieser Arbeit.

Göttingen, II. Physikalisches Institut, Mai 1926.

Lebenslauf.

Ich bin am 14. März 1897 zu Lahore (Indien) geboren. Vom Jahre 1903 bis 1913 besuchte ich die Highschool; von 1913 bis 1917 die Lahore-Universität; von 1917 bis 1919 die Kalkutta-Universität, um M. A. Examen zu machen. Von 1919 bis 1924 war ich Lecturer im D. A. V.-College, Lahore. Vom Herbst 1924 besuchte ich die Universität Göttingen, der ich heute noch angehöre, um mich dem Studium der Naturwissenschaften zu widmen. Meine Arbeit begann ich im Jahre 1925 und beendete sie jetzt.

Allen meinen Lehrern, insbesondere Herrn Prof. Franck, bin ich zu stetem Danke verpflichtet.

Goverdhan Lal Datta.